



TITLE:

宇宙のシンクロトロン輻射(SOR分光  
光学とStorage Ringの研究会,基研  
研究会報告)

AUTHOR(S):

早川, 幸男

---

CITATION:

早川, 幸男. 宇宙のシンクロトロン輻射(SOR分光光学とStorage Ringの研究会,基研研究会報告). 物性研究 1968, 10(2): B31-B39

ISSUE DATE:

1968-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/86567>

RIGHT:

# 宇宙のシンクロトロン輻射

早川 幸男 (名古屋大学・理学部)

高エネルギー電子が磁場の中で磁気制動輻射 (magnetic bremsstrahlung) を出す問題は、天体物理学の中で生れ、発展させられ、今も宇宙線と天体電波に関与する重要な現象となっている。この現象が電子加速器特にシンクロトロンで重要なエネルギー損失過程となるため、詳細な理論がシンクロトロンの建設段階で発展され、以後シンクロトロン輻射 (synchrotron radiation) という名称が広く使われるようになった。

## § 1. 歴史的概観

宇宙線は高エネルギーの粒子である。それは宇宙のどこかで発生し、宇宙の空間を旅行して地球にもやって来る。1940年頃その粒子は主に陽子であることがわかった。宇宙には陽子と同量の電子があるのに、宇宙線中には何故電子が少ないか。その原因として電子にだけよく動くエネルギー損失過程が考えられた。

磁気制動輻射はこの一過程として Pomeranchuk<sup>1)</sup> によって指摘された。しかし磁場として地球磁場だけを考えたので、 $10^{15}$  eV 以上のエネルギーの電子以外ではこの過程が有効ではなかった。後に星の光と高速電子とが衝突する逆コンプトン過程が詳しく研究され、これが電子のエネルギー損失に有効であることがわかった。<sup>2)</sup>

電子が失ったエネルギーは電磁波となって輻射される。これが太陽電波の一つの原因である<sup>3)</sup>と指摘されて以来、磁気制動輻射が天体電波の基本過程として注目されるようになった。この考はソ連のグループによって発展させられ、これが非熱的電波の主要原因であり、<sup>4)</sup> 銀河電波の広った成分も、点状のラジオ星もこれによって説明された。<sup>5)</sup> また、強い電波源であるカニ星雲の可視光も磁気制動輻射によることが指摘され、<sup>6)</sup> その特徴である偏光が実際に観測された。<sup>7)</sup>

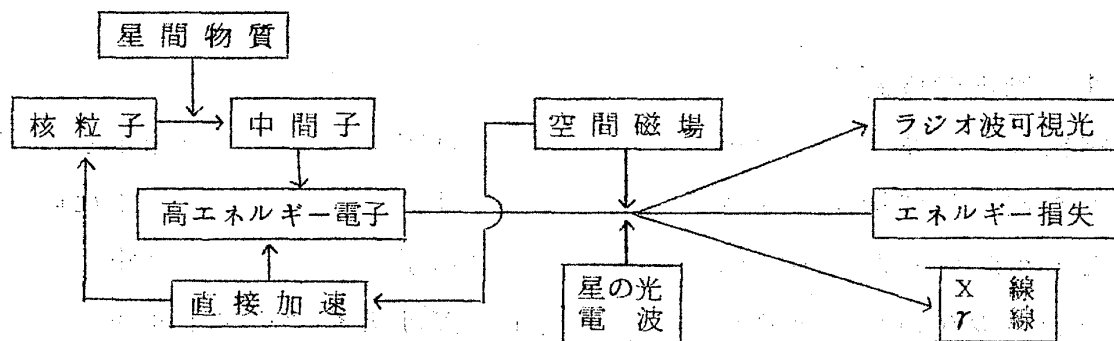
一方宇宙線と関連して、たとえ陽子だけが加速されても、その星間物質と

## 基研研究会報告

の衝突で生じた中間子の崩壊による電子が相当の強度で存在することが注意され、<sup>8)</sup>その電子のエネルギー損失に星間磁場による磁気制動輻射が逆コンプトン過程に劣らぬほど効くことが示された。<sup>9)</sup>

陽子の  $1/100$  程度の強度の電子の存在は銀河電波の強度からも導かれ、<sup>10)</sup>その源として中間子崩壊と銀河系内のラジオ星で加速された電子が考えられ、それに基づいて電子強度と銀河磁場の強さとの関係が論じられた。

1961年になって予言された強度の電子が観測され、宇宙線と天体電波との関係がより定量的に扱えるようになった。その関係は定性的には次の図に示される。



定量的な点まで話すと長くなるので、少し古いところでは手に入りやすい総合報告<sup>12)</sup>、<sup>13)</sup>と1967年宇宙線国際会議の論文をまとめてあるCanadian Journal of Physicsの特別号を参照されたい。尚、文献<sup>14)</sup>もよく書かれてはいるが、その後のデータや他の人の解釈を考慮しながら読む必要がある。

## § 2. 基礎過程

Ginzburg と Syrovatskii の本<sup>14)</sup>が勝れた解説書であるが、以下にはもう少し実用的見地からまとめた私の本<sup>15)</sup>に従って述べる。

強さ  $H$  (ガウス) の一様な磁場内にある電子は、サイクロトロン振動数

$$\nu_c = eH/2\pi mc = 2.81 \times 10^6 H \text{ } \text{c/s} \quad (1)$$

で磁力線の周りをラセン運動する。そして振動数  $n\nu_c$  ( $n=1, 2, \dots$ ) の

サイクロトロン輻射を放出する。電子の速さを  $v$  とすれば、 $n$  次の輻射の強さは

$$S_n = \frac{8\pi^2 e^2}{c} \nu_c^2 \left(\frac{v}{c}\right)^{2n} \frac{n+1}{(2n+1)!} \quad (2)$$

$v^2 \ll c^2$  である限り高次の輻射は弱い。

電子のエネルギー  $E$  が上って相対論的になると、時間のローレンツ変換とドップラー効果のために輻射の振動数は  $r^2 \equiv (E/mc^2)^2$  倍になり、高次の輻射の寄与が大きくなる。さらに各次の振動数間隔が相対的につまってくるので、輻射は連続スペクトルになる。輻射は電子の運動と角  $\sim 1/r$  の範囲内に放出され、磁場に垂直方向に強く偏る。これがシンクロトロン輻射である。

基準になる振動数として

$$\nu_s = \frac{3eH_{\perp}}{4\pi mc} r^2 = \frac{3}{2} \nu_c \sin \theta r^2 = 1.60 \times 10^{13} H_{\perp} E^2 \text{ c/s} \quad (3)$$

を使うと便利である。ここに  $H_{\perp} = H \sin \theta$ 、 $\theta$  は電子の運動方向と磁力線とのなす角、 $E$  は GeV で測った電子の全エネルギーである。輻射の強度は

$$S(E, \nu) d\nu = \sqrt{3} \frac{e^2}{hc} \nu_c \sin \theta F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right) h d\nu, \quad (4)$$

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(x') dx' \quad (5)$$

$$\simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} x^{1/2} e^{-x} \left(1 + \frac{55}{72} \frac{1}{x} - \dots\right), \quad x \gg 1, \quad (5a)$$

$$\simeq \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3} \left(1 - \frac{\Gamma(1/3)}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^{2/3} + \dots\right), \quad x \ll 1. \quad (5b)$$

$F(x)$  の値は 14) の最終頁に表で与えられている。スペクトル (4) は

$$\nu_m \simeq 0.29 \nu_s = 4.6 \times 10^{12} H_{\perp} E^2 \text{ c/s} \quad (6)$$

に極大をもち、そこでのスペクトル密度は

$$S(E, \nu_m) \approx 1.60 (e^3 H_{\perp} / mc^2) = 2.16 \times 10^{-22} H_{\perp} \text{ erg sec}^{-1} (c/s)^{-1} \quad (7)$$

輻射の偏りは

$$\Pi(\nu) = \frac{(\nu/\nu_s)^{K_{2/3}(\nu/\nu_s)}}{F(\nu/\nu_s)} \approx \begin{cases} \frac{1}{2}, & \nu \ll \nu_s, \\ 1 - (2\nu_s/3\nu), & \nu \gg \nu_s, \end{cases} \quad (8)$$

スペクトル (4) を積分すれば電子のエネルギー損失率が得られる:

$$-\frac{dE}{dt} = \int S(E, \nu) d\nu = \frac{4}{9} \frac{e^2}{\hbar c} \hbar \nu_s^2 = \frac{16H}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 c \frac{H_{\perp}^2}{8H} r^2 \quad (9)$$

これは磁場のエネルギー密度に比例し、粒子の質量の 2 乗に逆比例する。また、粒子のエネルギーの 2 乗に比例するので、エネルギーは時間と共に

$$E = E_0 / (1 + (t/t_s)) \quad (10)$$

で減る。 $t_s$  は半減期で

$$t_s = 5.13 \times 10^8 H_{\perp}^{-2} r^{-1} \text{ sec}, \quad (11)$$

宇宙の高エネルギー電子は一般に等方的で連続スペクトルをもち、その形はベキ関数

$$j(E) dE = \alpha j_0 (E/E_0)^{-\alpha} dE/E \quad (12)$$

で近似される。このスペクトルについて積分し、磁場 (電子) の方向について平均すると、輻射強度は、

$$\begin{aligned} Y(\nu) &= y(\alpha) \frac{e^2}{\hbar c} \hbar \nu_c \left( \frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\alpha/2} \frac{4\pi j_0}{c} \alpha \\ &= 1.35 \times 10^{-22} y(\alpha) \left( \frac{1.6 \times 10^{13}}{\nu} \right)^{\alpha/2} H^{1+\alpha/2} \\ &\propto \frac{4\pi j_0}{c} E_0^{\alpha} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-3} (c/s)^{-1}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\nu_0 \equiv \frac{2}{3} \nu_c (E_0/mc^2)^2$$

ここで  $4HJ_0/c$  はエネルギー  $E_0$  以上の電子の密度である。 $y(\alpha)$  の値は表に与えてある。ここで重要なことは、輻射のスペクトルが  $\nu^{-\alpha/2}$  の形をしていることである。このようなべき関数のスペクトルが  $\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2$  で成り立つためには、電子のべき型スペクトルが

$$[2\nu_1/3\nu_c k_1(\alpha)]^{1/2} \leq E/mc^2 \leq [2\nu_2/3\nu_c k_2(\alpha)]^{1/2} \quad (14)$$

の範囲で成り立たねばならぬ。 $k_1, k_2$  の値も表に与えてある。

電子のスペクトルが (12) で表わされる場合、一様な磁場における偏りは

$$\Pi_0 = (\alpha+2)/(\alpha+10/3) \quad (15)$$

実際は一様な磁場に平均  $H_r$  のランダムな磁場が重なっているので、偏りは

$$\Pi = \left(1 - \frac{2H_r^2}{3H_0^2}\right) \Pi_0 \quad (16a)$$

で減る。ランダムな磁場の方が強ければ、互に垂直な 2 方向の磁場の強さ

$H_1, H_2$  をとり、 $\overline{\Delta H^2} = \max(\overline{H_1^2} - \overline{H_2^2})$  をつくり、

$$\Pi = \frac{15}{8} \frac{\alpha+6}{\alpha+8} \frac{\overline{\Delta H^2}}{H^2} \Pi_0 \quad (16b)$$

表  $y(\alpha), k_1(\alpha), k_2(\alpha)$  の値

$\alpha$	$y(\alpha)$	$k_1(\alpha)$	$k_2(\alpha)$
0	0.283	0.80	0.00045
$1/2$	0.147	1.3	0.011
1	0.103	1.8	0.032
$3/2$	0.0852	2.2	0.10
2	0.0742	2.7	0.18
3	0.0725	3.4	0.38
5	0.0922	4.0	0.65

銀河系では磁場の強さは  $10^{-6} - 10^{-5}$  ガウスだから数 GeV の電子が電波に効く。ラジオ星内では磁場の強さは  $10^{-5} - 10^{-3}$  ガウスなので、電子のエネルギーが高いと可視光を出す。また輻射のスペクトルが X 線領域までのびている可能性もある。

### § 3. プラズマの影響

シンクロトロン輻射は長い距離を薄いプラズマの中を通過して来る。星間空間での電子密度は  $10^{-2} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$  程度なので、一般にプラズマ振動数  $\nu_p$  は  $\nu_c$  より大きい。磁場に平行に伝播するとき、このプラズマの屈折率は、正常波と異常波とで異なり、それぞれ

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{\nu_p^2}{\nu(\nu \pm \nu_c)} \quad (17)$$

そのため偏りの面がファラディ廻転を起す。磁場と角  $\theta$  をなして距離  $L$  だけ伝播すると、廻転角は

$$\phi = \frac{1}{2} (n_+ - n_-) L \frac{\nu}{c} = \frac{e^3 n_e H \cos \theta}{2 \pi m^2 c^2 \nu^2} L = 2.36 \times 10^4 \frac{n_e L H \cos \theta}{\nu^2} \quad (18)$$

距離の知れている電波源が偏った電波を出していれば、偏り角を振動数に対して測って  $n_e H \cos \theta$  の値が得られる。実際は電離層の影響、途中の磁場の乱れ等がある、この量の平均値が得られるに過ぎない。

もしプラズマの中でシンクロトロン輻射が起ると、§ 2 の式が低振動数領域で大きく修正される。輻射強度は (4) の代りに

$$S(E, \nu) = \sqrt{3} \frac{e^2}{\hbar c} \hbar \nu_c \sin \theta [1 + (1 - n^2) r^2]^{-\frac{6}{2}} F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right), \quad (19)$$

$$\nu_s' = [1 + (1 - n^2) r^2]^{-\frac{3}{2}} \nu_s.$$

修正が効いてくるの領域は

$$\nu \lesssim e c n_e / H_{\perp} \approx 15 n_e / H_{\perp}, \quad (20)$$

但し  $n_e$  は  $\text{cm}^{-3}$  で測っている。多くの電波源において電波強度が低振動数で減少しているのはこのためかもしれない。この解釈が正しいければ、低振動数領域 ( $\lesssim 10 \text{ Mc/s}$ ) のスペクトルから源の  $n_e/H$  がわかる。

しかし強度の減少は吸収でも起るから注意しなければならない。吸収は主に熱制動輻射の逆過程で起り、吸収係数は

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{8}{3} \frac{e^6}{\sqrt{2\pi} (kTm)^{3/2}} \frac{n_e^2}{c\nu^2} \ell_n \left( \frac{2(2kT)^{3/2}}{c^{5/2} e^2 \sqrt{m} 2\pi\nu} \right) \\ &\approx 0.92 \times 10^{-2} \frac{n_e^2}{T^{3/2} \nu^2} \left[ 17.7 + \ell_n \left( \frac{T^{3/2}}{\nu} \right) \right], \end{aligned} \quad (21)$$

ここで  $\ell_n$  はオイラー定数である。

もし吸収体の厚さが  $L \text{ cm}$  であれば、光学的深さは

$$\tau(\nu) = \mu L \approx \left( \frac{n_e}{10^{-1}} \right)^2 \left( \frac{10^4}{T} \right)^{3/2} \left( \frac{10^7}{\nu} \right)^2 \left( \frac{L}{10^{23}} \right) \quad (22)$$

であるから、やはり  $10 \text{ Mc/s}$  以下は注意しなければならない。 $\tau \gg 1$  になるとスペクトルは発射体の温度  $T$  に対応する黒体輻射と同じになる。 $\tau$  が小さいときは、電波の有効温度は

$$T_{\text{eff}} = T(1 - e^{-\tau}) \approx T\tau \quad (23)$$

となる。電波の強度はこれを使って、レーレー・ジーンズの式

$$I_{\nu} = 2 \left( \frac{\nu}{c} \right)^2 k T_{\text{eff}}(\nu) = 3.07 \times 10^{-37} \nu^2 T_{\text{eff}}(\nu) \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \left( \frac{\text{c}}{\text{s}} \right)^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (24)$$

で表わされる。 $T_{\text{eff}}$  が  $\nu$  に無関係な場合は熱的、 $\nu$  に関係するときは非熱的と呼ばれる。

天体電波の拡った成分は、 $1 \text{ Gc/s}$  以下では非熱的で  $1 \text{ Gc/s}$  以上では熱的である。後者は  $3^\circ \text{K}$  の熱輻射に対応し、宇宙初期の火の玉の残りであ



るという説が有力である。非熱的輻射はシンクロトロン過程によると考えられ、銀河面方向に強い。銀河面外のものは、銀河系を含むほぼ球に近い形の銀河ハロー内でのシンクロトロン輻射と遠方の銀河の電波を集めたものである。但し、前者の存在を疑う人が専門家の半分くらいを占めている。

ラジオ星の多くは遠方の銀河で、その性質、空間分布、その重ね合わせによるバックグラウンド成分の強度等は宇宙論にとって重要である。

## 文 献

- 1) I. Pomeranchuk, J. Phys. USSR. 2 (1940), 65
- 2) E. Feenberg and H. Primakoff, Phys. Rev. 73 (1947), 449  
H. Alfvén and N. Herlofson, Phys. Rev. 78 (1950), 616
- 3) K. O. Kiepenheuer, Phys. Rev. 79 (1950), 738
- 4) V. L. Ginzburg, Dokl. Akad. Nauk USSR. 76 (1951), 377
- 5) I. S. Shklovskii, Astr. zh. 29 (1952), 418
- 6) I. S. Shklovskii, Dokl. Akad. Nauk USSR. 90 (1953), 983
- 7) J. H. Oort and Th. Walraven, Bull. Astr. Inst. Netherlands, 12 (1956), 285
- 8) S. Hayakawa, Prog. Theor. Phys., 8 (1952), 571
- 9) S. Hayakawa and S. Kobayashi, J. Geomag. Geoelectr. 5 (1953), 83
- 10) V. L. Ginzburg, Izv. Akad. Nauk USSR. 20 (1956), 5
- 11) S. Hayakawa, K. Ito and Y. Terashima, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 6 (1958), 1
- 12) S. Hayakawa, H. Okuda, Y. Tanaka and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 30 (1964), 153
- 13) K. Aizu, Y. Fujimoto, H. Hasegawa, K. Kawabata and M. Taketani, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 31 (1964), 35

- 14) V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press (1964)
- 15) S. Hayakawa, Nuclear Physical and Astrophysical Aspects of Cosmic Rays, Interscience Publ. Inc. (1968). Chapter VI. § 7.